

STRUKTURY KOHERENTNE OSIOWO-SYMETRYCZNEJ STRUGI SWOBODNEJ

STANISŁAW DROBNIAK

*Instytut Maszyn Ciepłych
Politechniki Częstochowskiej*

Wstęp

Zagadnienia struktur koherentnych będące dziś tematem znacznej liczby prac badawczych na świecie są z jednej strony problematyką nową (pierwsze wzmianki pochodzą z przełomu lat sześćdziesiątych i siedemdziesiątych) z drugiej zaś pewne formy ruchu zorganizowanego były doskonale znane od kilkudziesięciu lat. Przykładem może tu być ścieżka wirowa za opływającym ciałem odkryta przez Kármána w 1912 roku, której dokładny ilościowy opis podał w r. 1949 Kovasznay [1]. Opracowane w latach siedemdziesiątych komputerowe techniki cyfrowej obróbki sygnałów pomiarowych umożliwiły szerszą popularyzację metod warunkowego próbkowania, prowadząc w efekcie do szeregu znaczących odkryć w dziedzinie nazywanej dziś dynamiką dużych struktur wirowych. Badania te nie są jedynie rezultatem chwilowej „mody” lecz mają także jak się wydaje bardzo ważny aspekt poznawczy. Jak wykazali to bowiem Corino i Brodkey [2] struktury koherentne odpowiedzialne są za ok. 75% produkcji naprężeń w strefie przyległej do podwarstwy lepkiej, co stało się istotnym impulsem do dokonania zasadniczych korekt programów prac zarówno teoretycznych jak i doświadczalnych. W dziedzinie teorii najbardziej obiecująca wydaje się koncepcja strukturalnego modelowania turbulencji, której oryginalność polega na odejściu od klasycznego operowania wielkościami uśrednionymi w czasie. Przyszłościowym kierunkiem tego typu badań jest modelowanie dużych struktur wirowych (Large Eddy Simulation), obszerną bibliografię tego zagadnienia podaje m.in. Hirata [3]. Również i w dziedzinie eksperymentu stwierdzić można znaczny postęp: sytuacja jest tu jednak znacznie mniej klarowna i pod wieloma względami przypomina typowe „kłopoty bogactwa”. Wynika to z faktu, że ilość odkrytych do tej pory rodzajów i form struktur koherentnych jest tak wielka, że wyklucza ona jakkolwiek uwieńczoną sukcesem próbę syntezy.

Mimo upływu kilkunastu lat od opublikowanej pionierskiej w tej dziedzinie pracy Browna i Roshko [4] poglądy autorów na temat mechanizmu powstawania struktur koherentnych są nadal dalekie od jednoznaczności. Jak twierdzą to m.in. Brown, Roshko [4], Browand [17], czy Cantwell [18] struktury koherentne są nieodłącznym elementem

każdego przepływu burzliwego i występują zarówno w strefie początkowej jak i w obszarze w pełni rozwiniętej turbulencji. Odmienne zdanie reprezentują natomiast Bradshaw [16], Crow i Champagne [15], Laufer [19] i wielu innych twierdząc, iż „Stopień organizacji przepływu jest odwrotnie proporcjonalny do jego wieku” [5]. Oznacza to, że struktury koherentne tworzą się głównie w początkowym obszarze przepływu (a ściślej w strefie przejścia laminarno-turbulentnego), zaś formy tego ruchu obserwowane w wykształconym przepływie turbulentnym są jedynie zanikającą pozostałością wykształconych wcześniej struktur wirowych.

Niniejsza praca poświęcona jest analizie struktur koherentnych tworzących się w początkowym obszarze strugi osiowo-symetrycznej wypływającej do nieruchomego ośrodka wypełnionego tym samym płynem. Mieści się ona zatem w nurcie prac wiążących powstawanie ruchu zorganizowanego z procesami niestabilności, uznając struktury koherentnej za formę przejściową między idealnie uporządkowanym przepływem laminarnym i chaosem turbulencji.

1. Hipoteza podwójnego mechanizmu przejścia laminarno-turbulentnego w strudze osiowo-symetrycznej

Sposób rozwoju struktur koherentnych determinuje prawa ewolucji rozpatrywanego przepływu średniego, dotyczy to zwłaszcza przepływów swobodnych, w których szybkość narastania dużych struktur wirowych określa zdolność tegoż przepływu do zwiększania wymiarów geometrycznych. Oznacza to, że na podstawie potęgowych praw ewolucji parametrów ruchu średniego oszacować można sposób rozwoju struktur koherentnych. Jednym z podstawowych parametrów charakteryzujących warunki koherencji przepływu jest wg [6] tzw. częstotliwość struktury spójnej

$$f_{ch} \sim \frac{\Delta U_{ch}}{b_{ch}} \quad (1)$$

gdzie ΔU_{ch} i b_{ch} są charakterystycznymi skalami odpowiednio prędkości średniej i wymiaru poprzecznego przepływu.

Zależność powyższa po przyjęciu następujących potęgowych praw podobieństwa [20]:

$$\begin{aligned} \Delta U_{ch} &\sim X^{-a} \\ b_{ch} &\sim X^b \quad a; b > 0 \end{aligned} \quad (2)$$

prowadzi do związku

$$f_{ch} \sim X^{-a-b} \quad (3)$$

Bardzo użyteczna może tu być również analiza zmienności tzw. długości koherencji definiowanej jako odległość, wzdłuż której charakterystyczna częstotliwość struktury f_{ch} może zmieniać się o połowę, tzn.

$$L_{ch} = \frac{X_{\frac{1}{2}f_{ch}} - X_{f_{ch}}}{X_{f_{ch}}} \quad (4)$$

co po uwzględnieniu związków (1) ÷ (3) prowadzi do ostatecznej relacji

$$L_{ch} = 2 \frac{1}{a+b} - 1 \quad (5)$$

W tabelicy przedstawiono zmienność charakterystycznych parametrów (3) i (5) dla kilku przykładowych rodzajów przepływów swobodnych.

Rodzaj przepływu	f_{ch}	L_{ch}
Przepływ fikcyjny, w którym występowałyby warunki idealnej spójności	$\sim X^0$	∞
Swobodna warstwa ze ścinaniem	$\sim X^{-1}$	1
Swobodna struga płaska	$\sim X^{-1,5}$	0,59
Swobodna struga kołowa	$\sim X^{-2}$	0,44
Przepływ fikcyjny o możliwie najgorszych warunkach koherencji		0

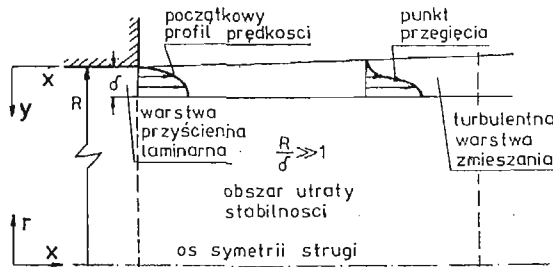
Z powyższego zestawienia wynika, że osiowo-symetryczna struga swobodna charakteryzuje się najgorszymi strukturalnymi warunkami koherencji spośród wszystkich rozpatrywanych przepływów swobodnych. Wyjaśnienia tego problemu upatrywać można w pewnej dwoistości charakteru strugi osiowo-symetrycznej spowodowanej specyfiką jej geometrycznego ukształtowania. Zjawiska rozgrywające się w początkowym obszarze strugi, w którym występuje przejście laminarno-turbulentne analizować bowiem można dwojako, a mianowicie:

- jako proces utraty stabilności warstwy spływowej z bezpośredniej bliskości wylotu,
- jako proces utraty stabilności cylindrycznej powierzchni nieciągłości otaczającej potencjalny rdzeń strugi.

W dalszej części pracy rozpatrzone zostaną wnioski wypływające z analizy procesu utraty stabilności w obydwu tych przypadkach.

1.1. Analityczny opis utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem w bezpośredniej bliskości wylotu.

Rozpatrując początkowy obszar strugi jako cienką laminarną warstwę spływową (rys. 1) możemy uznać jej grubość δ za znikomo małą w porównaniu z promieniem krzywizny R .



Rys. 1. Schemat geometrii swobodnej warstwy spływowej

Oznacza to, że rozpatrywany przypadek sprowadzić można do przepływu dwuwymiarowego, co znacznie upraszcza dalszą analizę. Profil prędkości laminarnej warstwy spływowej ma początkowo charakter bezwzględnie stabilny, jednak w miarę gdy przekształca się ona w swobodną warstwę ze ścinaniem powstaje w niej punkt przegięcia, którego istnienie zgodnie z twierdzeniami Tollmiena [7] stanowi warunek wystarczający dla utraty stabilności przepływu. Proces ten dla dwuwymiarowego przepływu płynu nielepkiego opisany być może równaniem Rayleigh'a:

$$(\bar{U} - \bar{c})(\bar{\Phi}'' - \alpha_i \bar{\Phi}) - \bar{U}'' \bar{\Phi} = 0 \quad (6)$$

z następującymi warunkami brzegowymi:

$$\bar{\Phi}'(-\infty) = \bar{\Phi}(-\infty) = \bar{\Phi}'(+\infty) = \bar{\Phi}(+\infty) \quad (6a)$$

opisującymi zmienność amplitudy zaburzeń:

$$\bar{\Phi}(y) = \bar{\Phi}_r + i\bar{\Phi}_i \quad (7)$$

zespolonej funkcji prądu zaburzenia

$$\Psi(x, y, t) = \bar{\Phi}(y) \exp[i(\alpha x - \omega t)] \quad (8)$$

Równanie (6) zapisano w postaci bezwymiarowej, przyjmując charakterystyczne skale prędkości U_0 i wymiaru liniowego L_0 , co prowadzi do następujących związków określających odpowiednio:

— bezwymiarową liczbę falową zaburzenia

$$\alpha_i = \alpha \cdot L_0 \quad (9)$$

— bezwymiarowy rozkład prędkości średniej

$$\bar{U}(y) = \frac{U(y)}{U_0} \quad (10)$$

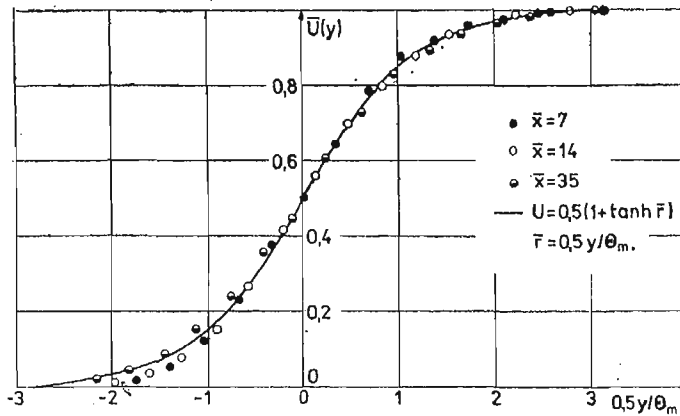
— bezwymiarową prędkość propagacji zaburzeń

$$\bar{c} = \frac{c}{U_0} = \frac{c_r + ic_i}{U_0} = \frac{\omega}{\alpha} \quad (11)$$

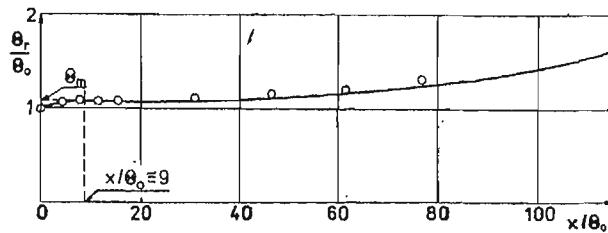
gdzie $\omega = \omega_r + i\omega_i$ jest częstością kołową zaburzeń. Jak pokazano na rys. 2 rzeczywisty profil prędkości w swobodnej warstwie ze ścinaniem aproksymowany być może zależnością

$$\bar{U}(y) = 0.5[1 + \tanh(\bar{y})]; \quad \bar{y} = \frac{y}{L_0} \quad (12)$$

zapropionowaną m.in. w [8]. Charakterystycznym wymiarem liniowym L_0 jest tutaj grubość straty pędu Θ_m określana w odległości $x = 9\Theta_0$ (Θ_3 — grubość straty pędu w płaszczyźnie wylotu) gdzie jak to wynika z rys. 3 kończy się proces przekształcania spływowej warstwy przyściennej w swobodną warstwę ze ścinaniem. Równanie (6) rozwiązano numerycznie dla dwóch przypadków, otrzymując dwa zasadnicze związki określające wartości własne równania (6):



Rys. 2. Zmienność prędkości średniej w swobodnej warstwie zmieszania



Rys. 3. Zmienność grubości straty pędu swobodnej warstwy zmieszania wzdłuż kierunku przepływu

— rozwiązanie w domenie czasu

$$c_t = c_t(\alpha) \quad (\alpha = \alpha_r; \omega = \omega_r + i\omega_i) \quad (13)$$

— rozwiązanie przestrzenne

$$\alpha = \alpha(\omega) (\alpha = \alpha_r + i\alpha_i; \omega = \omega_r) \quad (14)$$

Sens fizyczny uzyskanych rozwiązań interpretować można następująco:

— współczynnik wzmocnienia amplitudy a :

$$a = -\alpha_i \quad (\text{rozwiązanie przestrzenne}) \quad (15a)$$

$$a = \omega_i \quad (\text{rozwiązanie czasowe}) \quad (15b)$$

— prędkość propagacji

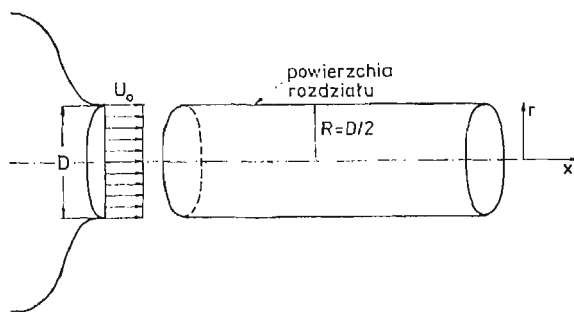
$$U_k = \frac{\omega_r}{\alpha_r} \quad (\text{dla obydwu rozwiązań}) \quad (16)$$

Związki (15a) i (15b) mają formalnie ten sam sens fizyczny, lecz w przypadku (15b) rozwiązanie otrzymuje się w ruchomym układzie współrzędnych, poruszającym się z prędkością propagacji zaburzeń U_k . Po to, aby możliwe było porównanie rezultatów rozwiązania czasowego z eksperymentem, czasowy współczynnik wzrostu amplitudy należy sprowadzić do układu stałoprzestrzennego za pomocą zależności:

$$a = \alpha_r \frac{\omega_i}{\omega_r} \quad (17)$$

1.2. Analityczny opis utraty stabilności cylindrycznej powierzchni nieciągłości. Rozważania niniejsze oparte są na założeniu, że obszar początkowy strugi traktować można jako cylindryczne jądro potencjalne otoczone ruchomą, nieskończenie cienką powierzchnią rozdziału (rys. 4). Powierzchnia ta wykazuje swój własny charakter utraty stabilności znany w literaturze jako niestateczność nieciągłości stycznych [9]. Ze względu na kształt rozważanego przepływu ten typ niestabilności nazywany jest także w literaturze modem kolumnowym lub niestabilnością kolumnową. Dla uproszczenia zakładamy, że kąt rozszerzania się strugi jest w analizowanym obszarze pomijalnie mały (rys. 4), zaś grubość warstwy granicznej jest nieznaczną w porównaniu z rozmiarami całego przepływu, tak że można przyjąć:

$$\begin{aligned} U &= U_0 & \text{dla } r < R \\ U &= 0 & \text{dla } r > R \end{aligned} \quad (18)$$



Rys. 4. Konfiguracja geometryczna cylindrycznej powierzchni nieciągłości

Konwencjonalny sposób postępowania sprowadzałby się do podstawienia zależności opisujących przyjętą zmienność składowych prędkości zaburzenia do równania typu (6) i następujących po tym prób uzyskania ścisłego lub przybliżonego rozwiązania. Jak wykazano w [11] przyjęty model strugi umożliwia znacznie prostsze analityczne ujęcie problemu, co wynika z faktu, że rozpatrywany przepływ jest bezwirowy wszędzie poza nieskończenie cienką powierzchnią nieciągłości. Załóżmy, że przemieszczenie promieniowe warstwy granicznej spowodowane istnieniem oscylacyjnych niestabilności dane jest zależnością:

$$\eta = A \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)]; \quad A \text{ — stała} \quad (19)$$

wówczas potencjały prędkości zaburzeń określone będą związkami:

$$\begin{aligned} \bar{\Phi}_0 &= \Phi_0(r) \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)] & \text{dla } r < R + \eta \\ \bar{\Phi}_1 &= \Phi_1(r) \exp[in\varphi + i\alpha(x - \omega t)] & \text{dla } r > R + \eta \end{aligned} \quad (20)$$

Ponieważ przepływ jest bezwymiarowy, zatem prędkość zaburzeń może być wyrażona przez odpowiedni gradient funkcji potencjału $\Phi_{0;1}$ wewnątrz cylindra i po jego stronie zewnętrznej. Obydwa potencjały prędkości spełniać muszą równanie Laplace'a, które dla zaburzeń o postaci (20) przekształca się do związku:

$$\left[\Phi_{0;1}'' + \frac{1}{r} \Phi_{0;1}' - \left(\alpha^2 + \frac{h^2}{r} \right) \Phi_{0;1} \right] = 0 \quad (21)$$

Jest to zmodyfikowane równanie Bessela, którego ogólnym rozwiązaniem jest

$$\Phi(r) = CI_n(\alpha r) + DK_n(\alpha r) \quad (22)$$

gdzie I_n ; K_n są zmodyfikowanymi funkcjami Bessela. Rozwiązania szczególne

$$\begin{aligned} \Phi_0(r) &= CI_n(\alpha r) \\ \Phi_1(r) &= DK_n(\alpha r) \end{aligned} \quad (23)$$

spełniać muszą następujące warunki brzegowe:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} = \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (25)$$

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + U \frac{\partial \eta}{\partial x} = \left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial r} \right)_{r=R} \quad (26)$$

$$\left(\frac{\partial \Phi_0}{\partial t} + U \frac{\partial \Phi_0}{\partial x} \right)_{r=R} = \left(\frac{\partial \Phi_1}{\partial t} \right)_{r=R} \quad (27)$$

W efekcie otrzymujemy następujące wyrażenia określające odpowiednio:

— prędkość konwekcji zaburzeń

$$U_k = \omega r = \frac{U_0}{1 + L_n(\alpha R)} \quad (28)$$

— współczynnik wzmocnienia amplitudy zaburzeń w ruchomym układzie współrzędnych

$$a = \omega_i = U_0 \frac{[L_n(\alpha R)]^{0.5}}{1 + L_n(\alpha R)} \quad (29)$$

gdzie

$$L_n(\alpha R) = \frac{K_n(\alpha R) I_n'(\alpha R)}{K_n'(\alpha R) I_n(\alpha R)} \quad (29a)$$

Podkreślić należy, iż w odróżnieniu od rozwiązań z rozdziału poprzedniego istotnym staje się w tym przypadku wpływ krzywizny powierzchni nieciągłości, gdyż promień R rdzenia potencjalnego jest tutaj jednym z parametrów rozwiązania.

2. Opis stanowiska badawczego i przyjętej w pracy metody detekcji struktur koherentnych

Z rozważań zamieszczonych w rozdziale poprzednim wynika, że możliwe jest jednoczesne występowanie w omawianym przepływie kilku różnych form ruchu zorganizowanego, co w sposób oczywisty komplikuje przebieg eksperymentu. Przebiegi prędkości chwilowych są bowiem w tym przypadku rezultatem superpozycji zarówno turbulentnych drobnoskalowych ruchów fluktuacyjnych jak i kilku jednoczesnych form ruchu okresowego, co zapisać można zależnością:

$$A(x, t) = \bar{A}(x) + a(x, t) + \gamma_1 \tilde{A}_1(x, t) + \gamma_2 \tilde{A}_2(x, t) + \dots \quad (30)$$

gdzie:

\bar{A} — składowa średnia

a — składowa fluktuacyjna (turbulentna)

\tilde{A}_i — poszczególne składowe periodyczne wynikające z istnienia zjawisk okresowych w przepływie,

γ_i — wielkość analogiczna do współczynnika intermittencji, określająca udział i -tej struktury koherentnej w całkowitym czasie obserwacji.

Jednoznaczne rozdzielanie części sygnału pochodzących od koherentnych form ruchu zorganizowanego może być dokonane przy pomocy jednej z dwóch, przedstawionych poniżej metod:

a) zastosowanie warunkowego próbkowania sygnału z uwzględnieniem odpowiedniego kryterium umożliwiającego wydzielenie tylko tej części sygnału, która pochodzi od konkretnej struktury wirowej

$$A(x, t) = \tilde{A}_i(x, t)_{\text{kryterium } i} \quad (31)$$

b) uporządkowanie pola zjawisk okresowych polegające na wzmocnieniu jednego tylko typu struktur z jednoczesną eliminacją form pozostałych

$$A'(x, t) = \bar{A}(x) + a(x, t) + \tilde{A}_i(x, t) \uparrow \quad (32)$$

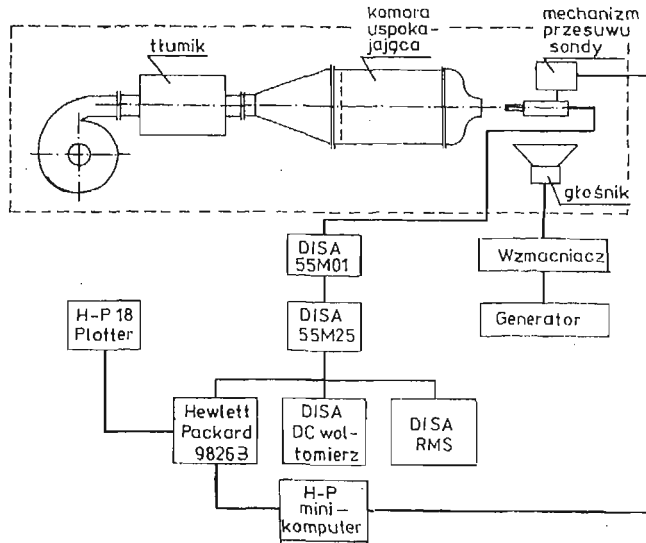
Porównanie sygnałów $A'(x, t)$ i $A(x, t)$ pozwala wnioskować o istnieniu w omawianym przepływie zjawisk okresowych, mimo iż na składową okresową $\tilde{A}_i(x, t)$ nałożone są pozostałe części sygnału tzn.: \bar{A} i a . Wyodrębnienie informacji o składowej $\tilde{A}_i(x, t)$ możliwe jest przez wyeliminowanie składowej stałej $\bar{A}(x)$ i następujące po tym wąskopasmowe odfiltrowanie składowej okresowej. Szerokość pasma filtracji winna być przy tym na tyle mała, aby możliwe było zaniedbanie udziału składowej fluktuacyjnej $a(x, t)$, co narzuca konieczność stosowania cyfrowych technik obróbki sygnału. Jedynie bowiem w tym przypadku uzyskać można odpowiedni stosunek sygnału okresowego do turbulentnego tła. Jak wykazano to m.in. w [12; 13] najbardziej dogodnym rodzajem oddziaływania porządkującego przepływ jest zastosowanie zewnętrznego pola akustycznego o odpowiednio dobranej amplitudzie i częstotliwości wymuszenia. Pole akustyczne ma zdolność sterowania rozwojem struktur koherentnych na tej samej zasadzie, na której oparte jest zjawisko rezonansu układów mechanicznych. Jeżeli zatem średnia częstotliwość istniejących w strudze struktur zorganizowanych pokrywa się z częstotliwością zewnętrznego wymuszenia, wówczas amplituda ruchu okresowego ulega na tyle znaczącemu wzmocnieniu ponad poziom turbulentnego tła, że możliwa jest rejestracja tegoż ruchu nawet konwencjonalnymi metodami uśrednienia czasowego.

Jak wykazano to m.in. w [13] zewnętrzne pole akustyczne nie ingeruje bezpośrednio w strukturę drobnoskalowego ruchu turbulentnego co sugerowano w swoim czasie w [14] wykazując jedynie działanie sterujące rozwojem istniejących w przepływie struktur koherentnych.

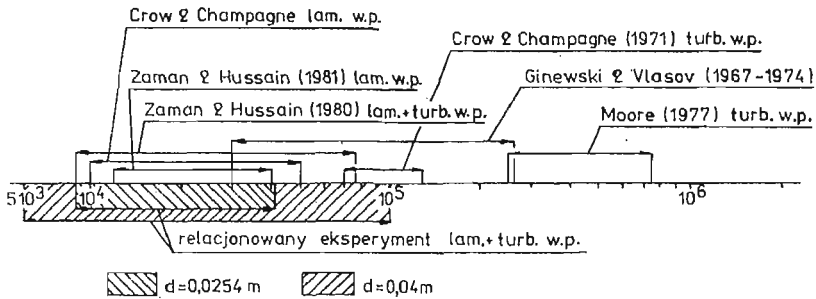
Schemat stanowiska badawczego umożliwiającego realizację powyższej metody pomiarowej przedstawiono na rys. 5, przy czym liczbę Reynoldsa

$$\text{Re}_d = \frac{U_0 \cdot d}{\nu}$$

zmieniano w zakresie $(9 \times 10^4 \div 4 \times 10^4)$ dla dyszy $d = 0,025$ [m] i $(5 \times 10^3 \div 1 \times 10^5)$ dla $d = 0,04$ [m] (rys. 6). Za wyborem takiego właśnie zakresu Re_d przemawiały dane literaturowe (m.in. [10, 12, 13, 15]) sugerujące istnienie w omawianym przepływie dla powyższych wartości Re_d przynajmniej kilku różnych struktur koherentnych. Pomiary pól



Rys. 5. Schemat stanowiska badawczego i aparatury pomiarowej

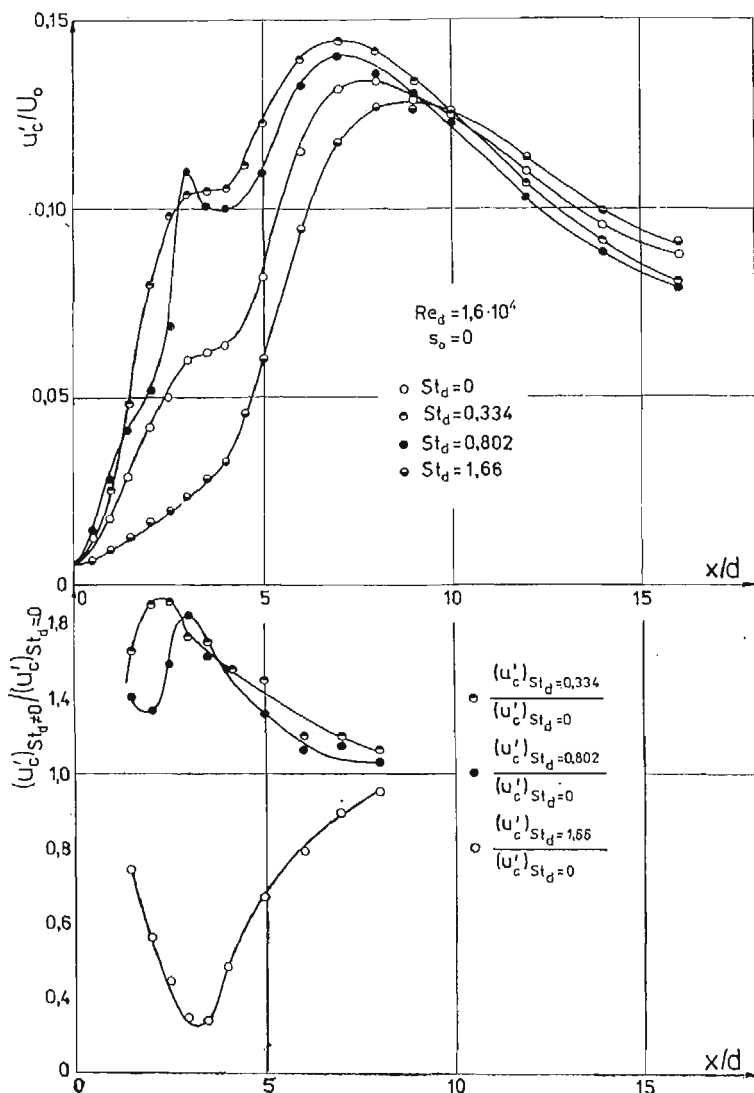


Rys. 6. Porównanie zakresu zastosowanych w pracy liczb Reynoldsa z danymi literaturowymi

prędkości w strudze wykonywano przy pomocy zestawu termooanemometrycznego CTA f-my DISA. Zlinearyzowany sygnał napięciowy z mostków termooanemometru podawany był do komputera pomiarowego Hewlett-Packard typ 9826 B. Częstotliwość próbkowania sygnału zmieniała się od 10 Hz do 1.2 MHz. w zależności od szerokości pasma analizowanego sygnału, a jako efektywną szerokość elementarnego przedziału częstotliwości przyjęto wartość 3.125 Hz.

3. Eksperymentalna weryfikacja hipotezy o podwójnym mechanizmie utraty stabilności w strudze osiowo-symetrycznej

Na rys. 7 przedstawiono typowe przebiegi sumarycznej intensywności fluktuacji prędkości u'_c/U_0 *) dla tych częstotliwości pola wymuszającego, przy których obserwuje się lokalne ekstrema wzmocnień. Wielkość u'_c/U_0 jako konwencjonalna średnia czasowa jest w rzeczywistości sumą fluktuacji turbuletnych i ruchu oscylacyjnego. Zgodnie jednak



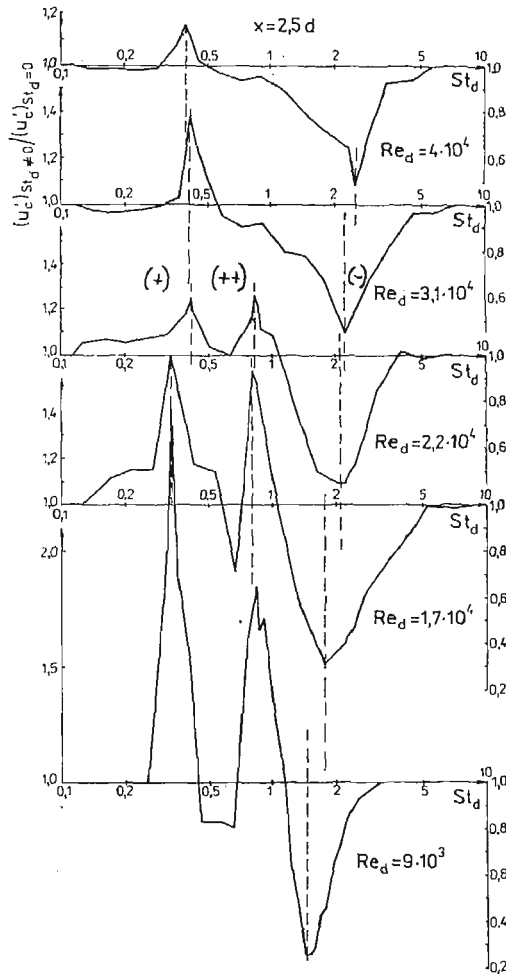
Rys. 7. Zmienność intensywności wzdłużnych fluktuacji prędkości przy różnych oddziaływaniach zewnętrznych

*) $u'_c = \sqrt{u'^2 + \tilde{u}'^2}$

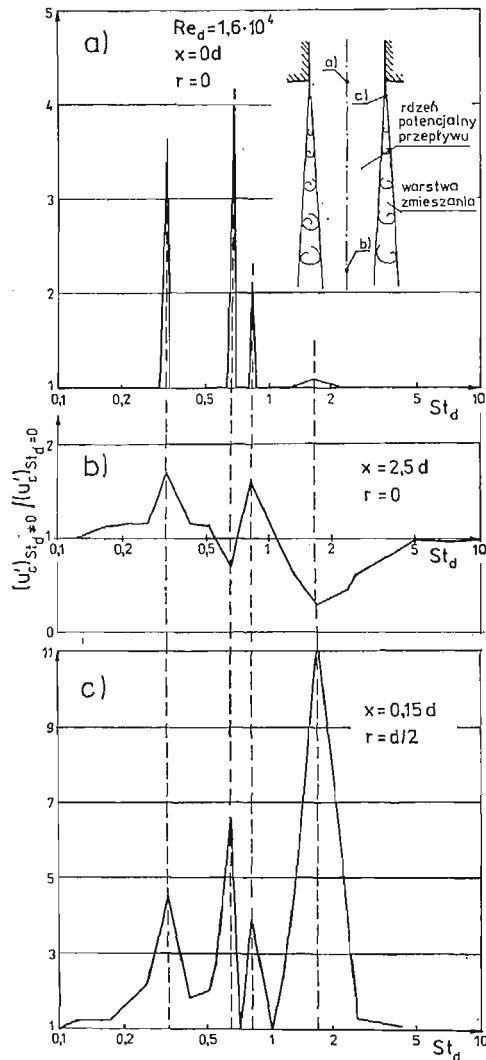
z rozważaniami paragrafu poprzedniego (zależności (32) i (30)) na podstawie porównania sygnałów zarejestrowanych zarówno w przepływie niezakłóconym ($St_d = 0$) jak i w obecności wymuszenia ($St_d \neq 0$) można wnioskować o obecności w analizowanej strudze struktur koherentnych. Ponieważ w omawianym przepływie występują wyraźne zjawiska okresowe, stąd też jako parametr charakterystyczny wprowadzono liczbę Strouhala definiowaną następująco:

$$St_d = \frac{f \cdot d}{U_0} \quad \text{lub} \quad St_\theta = \frac{f \cdot \theta}{U_0}$$

Jak wynika z danych zamieszczonych na rys. 7 maksymalne efekty oddziaływania akustycznego obserwuje się w początkowym obszarze strugi, przy czym wzmacnianie poszczególnych struktur prowadzić może zarówno do wzmocnienia jak i osłabienia sumarycznej intensywności fluktuacji prędkości u'_c/U_0 . Sumaryczne zestawienie efektów oddziały-



Rys. 8. Odpowiedź pola fluktuacji prędkości na zewnętrzne wymuszenia okresowe



Rys. 9. Odpowiedź pola fluktuacji prędkości na wymuszenia zewnętrzne w trzech charakterystycznych punktach przepływu

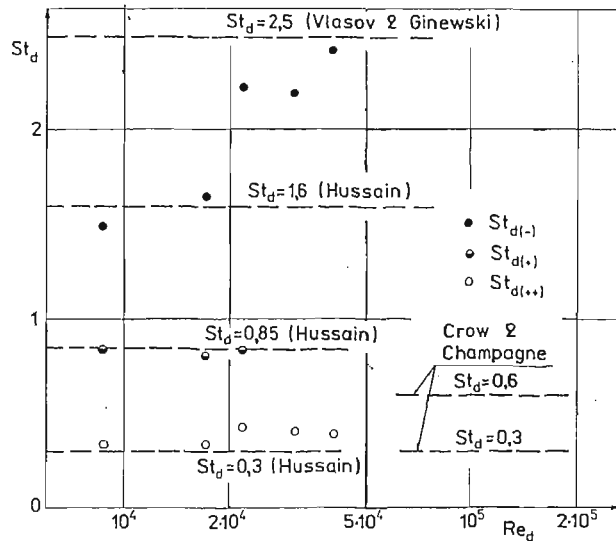
wania akustycznego w płaszczyźnie kontrolnej $x = 2,5d$ dla wszystkich analizowanych wartości Re_d przedstawiono na rys. 8. Jak wynika z zamieszczonych tutaj wyników badań, oddziaływania zewnętrzne charakteryzujące się niskimi wartościami liczby Strouhala ($St_d < 1$) wywołują w rejonie początkowym strugi wyraźny przyrost fluktuacji prędkości. W strefie tego typu oddziaływań które w dalszej części pracy nazywane będą niskoczęstotliwościowymi wyróżnić można dwa oddzielne podobszary:

- zakres liczb Strouhala $St_d = (0,3 \div 0,4)$ występujący w całym rozpatrywanym zakresie liczb Reynoldsa i oznaczany dalej symbolem (+)
- pasmo $St_d \cong 0,8$ w którym możliwość skutecznego wzmacniania fluktuacji prędkości ogranicza się do liczb Reynoldsa $< 3 \times 10^4$ (oznaczane dalej symbolem (+ +)).

Oddziaływania zawarte w obszarze liczb Strouhala $St_d = (1,6 \div 2,5)$ (rys. 8) nazywane dalej wysokoczęstotliwościowymi i oznaczane symbolem (-) prowadzą w analizowanym przekroju do osłabienia intensywności turbulencji, co jest wynikiem w pewnym sensie nieoczekiwanym. W trakcie dalszych badań okazało się jednak, iż przebiegi z rys. 8 nie mają charakteru uniwersalnego. Na rys. 9 zestawiono przebiegi wzmocnienia intensywności fluktuacji prędkości w trzech wybranych punktach rozmieszczonych odpowiednio:

- w osi strugi w płaszczyźnie wylotowej (pkt a)
- w osi strugi w płaszczyźnie $x = 2,5d$ (pkt b)
- w początkowym obszarze warstwy zmieszania (pkt c).

Widoczna jest wyraźna zależność między położeniami punktu pomiarowego a charakterem wzmocnień rezonansowych, zaś uzyskane wyniki pozwalają stwierdzić, iż dla każdej z charakterystycznych częstotliwości oddziaływania otrzymujemy wzmocnienie turbulencji w miejscu naturalnego występowania odpowiedniej struktury koherentnej. Zmiany obserwowane w przekrojach dalszych są natomiast jedynie skutkiem przemian zachodzących w strukturze ruchu fluktuacyjnego w obszarach początkowych. W punkcie „a” (rys. 9) oprócz trzech zidentyfikowanych do tej pory struktur pojawia się też i czwarta o częstotliwości równej dokładnie podwojonej wartości $2f_{(+)}$. W trakcie dalszych badań okazało się, że struktury (+) i $2(+)$ są tylko dwiema różnymi postaciami tego samego rodzaju struktur koherentnych.

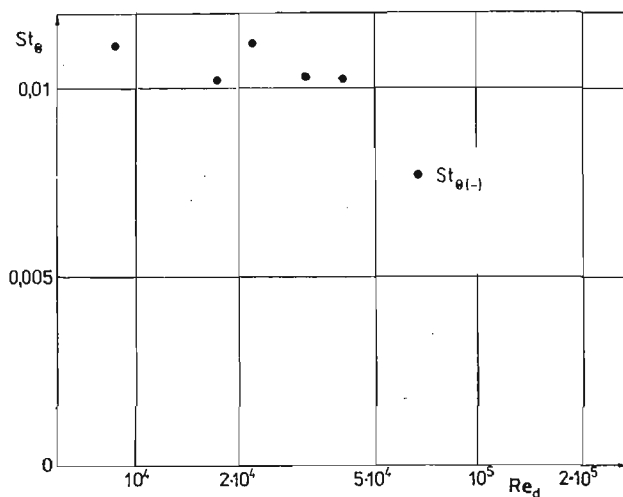


Rys. 10. Zmienność liczby Strouhala opartej na średnicy dyszy wylotowej w funkcji liczby Reynoldsa

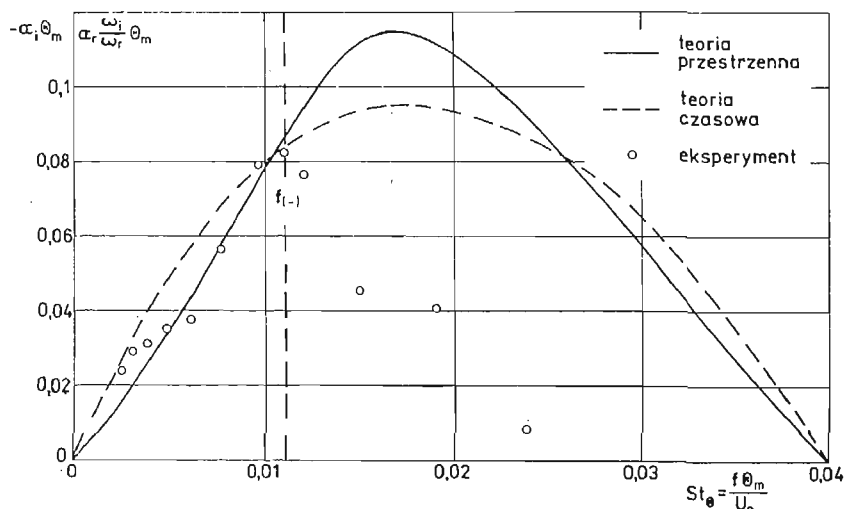
Wyniki zebrane na rys. 10 sugerują istnienie pewnego związku między strukturami niskoczęstotliwościowymi i makroskopowymi parametrami geometrycznymi strugi osiowo-symetrycznej. Wprowadzenie bowiem średnicy geometrycznej dyszy jako charakterystycznego wymiaru liniowego w definicji liczby Strouhala nadaje wielkościom $St_{d(+)}$ i $St_{d(++)}$ charakter uniwersalny (tzn. niezależny od liczby Reynoldsa). Pamiętając, iż wymiar R był jednym z parametrów w analizie niestabilności kolumnowej można sądzić, iż struktury

koherentne (+) i (+ +) są rezultatem takiego właśnie mechanizmu utraty stabilności przez przepływ.

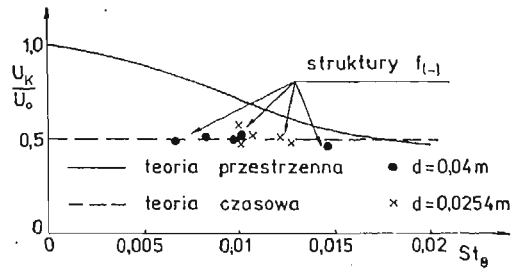
Struktury wysokoczęstotliwościowe (–) wydają się być natomiast związane z parametrami spływowej warstwy granicznej, co wynika z faktu, że zastosowanie grubości straty pędu warstwy Θ_m jako wymiaru liniowego sprawia, iż St_Θ dla wszystkich wartości Re_d ustala się na praktycznie stałym poziomie $St_\Theta = 0,0105$ (rys. 11). Oznaczać by to mogło, iż struktury typu (–) są rezultatem utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem opisanego w rozdz. 1.1. Potwierdzają to także dane z rys. 12, gdzie porównano teoretyczne przebiegi współczynników wzrostu amplitudy rozwiązań czasowego i przestrzennego



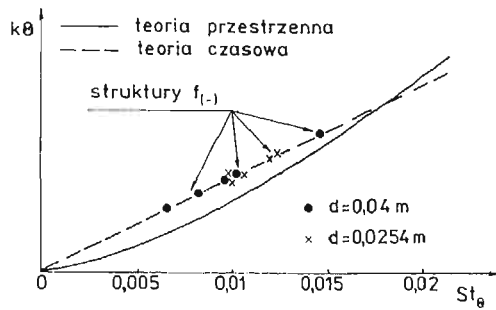
Rys. 11. Zmienność liczby Strouhala opartej na grubości straty pędu warstwy spływowej w funkcji liczby Reynoldsa



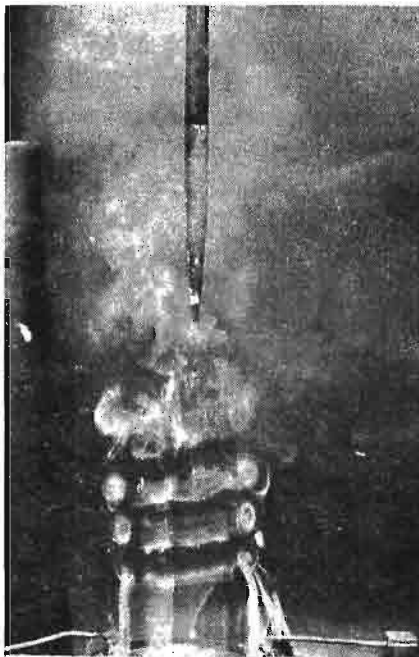
Rys. 12. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy zaburzeń w swobodnej warstwie mieszania



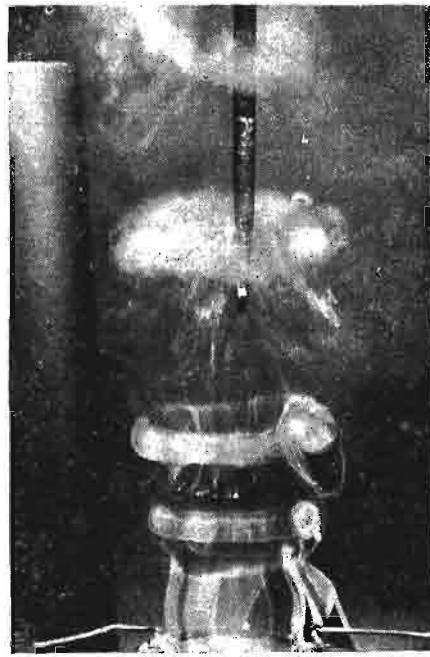
Rys. 13. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (-)



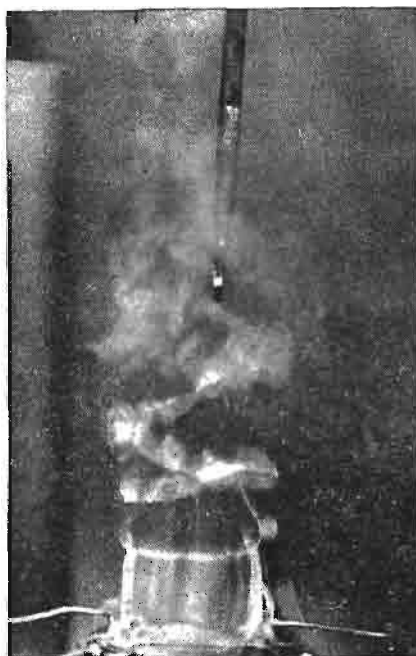
Rys. 14. Zmienność charakterystycznej liczby falowej struktur typu (-)



Rys. 15. Chwilowy obraz struktur typu (-)



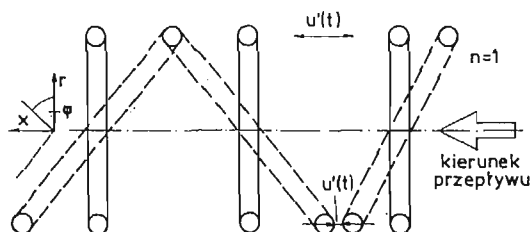
Rys. 16. Chwilowy obraz struktur typu (++)



Rys. 17. Chwilowy obraz struktur typu (+)

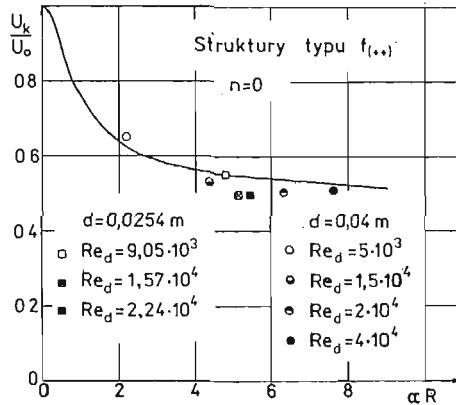
z rezultatami eksperymentu. W obydwu przypadkach (tzn. czasowym i przestrzennym) maksymalny wzrost amplitudy niestabilności winien wystąpić przy $St_{\theta} = 0,017$, podczas gdy przeprowadzony eksperyment wykazuje, iż w rzeczywistości ma to miejsce dla $St_{\theta} = 0,011$. Uzyskane w trakcie badań wartości prędkości propagacji struktur (rys. 13) jak również ich charakterystyczne liczby falowe (rys. 14) odpowiadają bardzo ściśle krzywom teoretycznym rozwiązaniom czasowego. Oznacza to, że struktury typu (-) są rzeczywiście wynikiem procesu utraty stabilności swobodnej, laminarnej warstwy ze ścinaniem, co potwierdza prawdziwość pierwszej części hipotezy sformułowanej w rozdz. 2. Badania wizualizacyjne (rys. 15) wykazały, iż przestrzennie czasowy rozwój niestabilności warstwy prowadzi w efekcie do wykształcenia symetrycznych pierścieni wirowych widocznych zwłaszcza w obszarze bezpośrednio przyległym do wylotu.

W obszarze struktur niskoczęstotliwościowych stwierdzono występowanie zarówno symetrycznych pierścieni wirowych (rys. 16) będących rezultatem rozwoju struktur typu

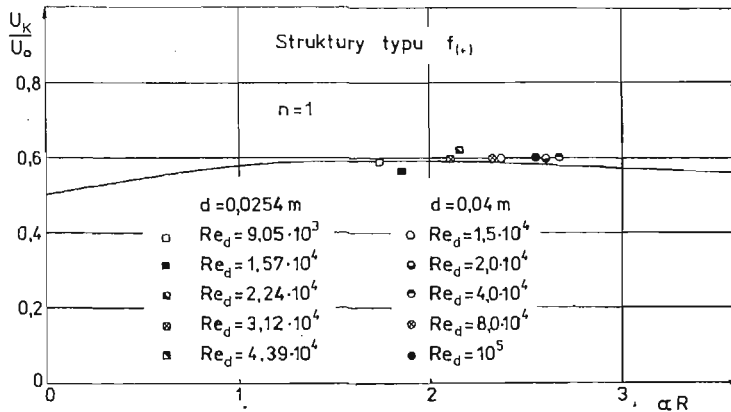


Rys. 18. Ilustracja procesu parowania struktur asymetrycznych typu (+)

(++) jak również form asymetrycznych (+) (rys. 17). Przypomnieć należy, iż zgodnie z rozważaniami z rozdz. 1.2. struktury symetryczne otrzymuje się dla $n = 0$, podczas gdy $n \neq 0$ odpowiada formom asymetrycznym. Otrzymany dla (+) obraz odpowiada przypadkowi wymuszenia $n = 1$, a mechanizm tworzenia się takich struktur wyjaśniono na rys. 18. Teoretyczne przebiegi prędkości konwekcji U_k otrzymane z (28) modu symet-



Rys. 19. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (++)



Rys. 20. Zmienność prędkości konwekcji struktur typu (+)

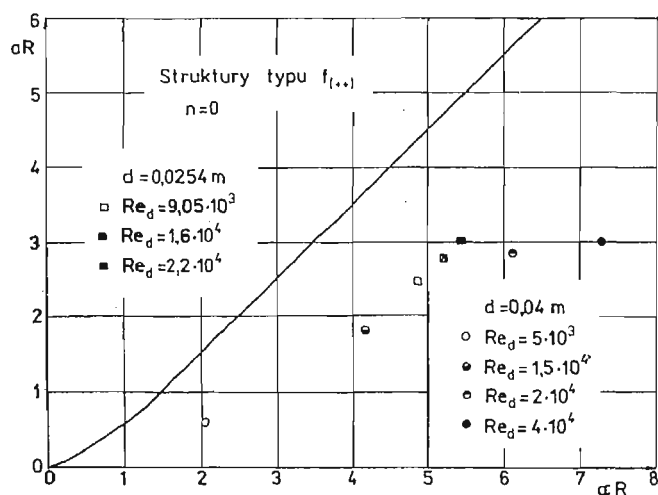
rycznego ($n = 0$) i asymetrycznego ($n = 1$) porównano z rezultatami eksperymentu na rys. 19 i 20. Wyniki te przedstawiono w postaci bezwymiarowej $U_k/U_0 = f(\alpha R)$, gdyż zarówno rezultaty analizy z rozdz. 1 jak i obserwacje prawideł skalowania (rys. 10) wykazują, że właściwą dla rozważanego problemu skalą liniową jest promień wylotu dyszy $R = d/2$. Jak wykazują to dane z rys. 19 w rozpatrywanym zakresie liczb falowych prędkość konwekcji struktur asymetrycznych (+) jest w zasadzie stała i wynosi

$$U_{k(+)} \cong 0.6U_0$$

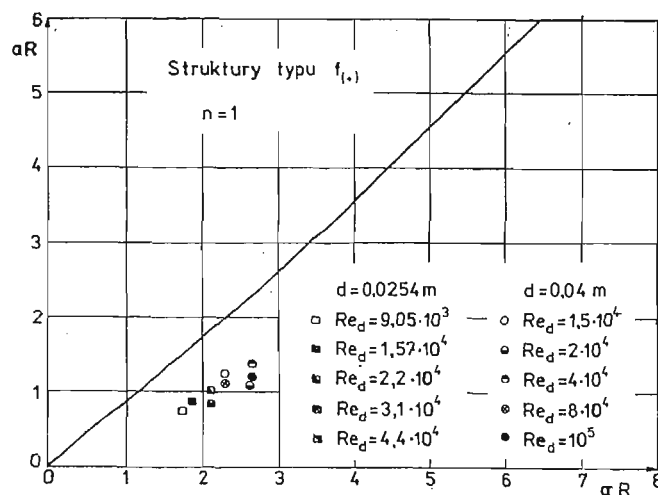
co odpowiada dość dokładnie wynikom teorii. Prędkość propagacji zaburzeń dla struktur symetrycznych zależy natomiast od liczby falowej rozpatrywanej formy ruchu (rys. 20)

co również zgadza się z rezultatami analizy teoretycznej. W ogólności stwierdzić można, iż w tym samym zakresie liczb Reynoldsa struktury spiralne transportowane są znacznie szybciej niż ma to miejsce w przypadku form symetrycznych.

W odróżnieniu od prędkości konwekcji, które z bardzo małym rozrzutem układają się wokół krzywych teoretycznych, współczynniki wzmocnienia amplitudy (αR) mają wartości znacznie niższe od teoretycznych (patrz rys. 21 i 22). Wydaje się, że główną przyczyną tych rozbieżności są zbyt drastyczne założenia upraszczające wprowadzone przy formułowaniu modelu (patrz rozdz. 1.2). Stwierdzić jednak można, iż pozostałe wyniki (rys. 11, 19, 20) z wystarczająco dużym marginesem pewności potwierdzają drugą część wysuniętej w pracy hipotezy, w myśl której struktury niskoczęstotliwościowe zarówno symetryczne



Rys. 21. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy struktur typu (+ +)

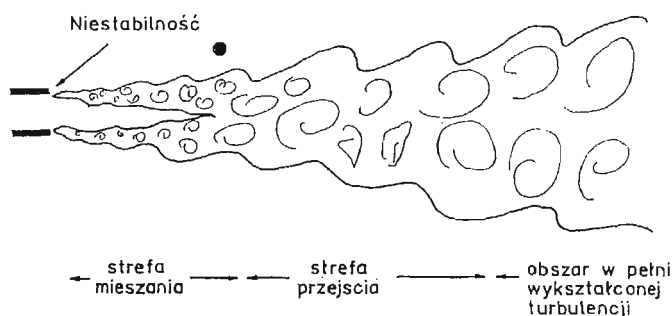


Rys. 22. Zmienność współczynnika wzmocnienia amplitudy struktur typu (+)

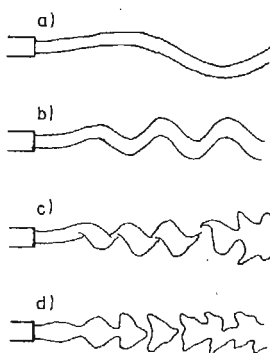
(+ +) jak i asymetryczne (+) są rezultatem procesów niestabilności kolumnowej prowadzących do występowania zjawisk przejścia laminarno-turbulentnego w obrębie powierzchni nieciągłości otaczającej potencjalne jądro strugi.

Podsumowanie

Uzyskane w pracy wyniki potwierdzają tezę, w myśl której proces przejścia laminarno-turbulentnego prowadzi do występowania trzech różnych form ruchu zorganizowanego. Struktury koherentne będące wynikiem utraty stabilności swobodnej warstwy ze ścinaniem bądź też niestabilności kolumnowej stanowią więc stadium pośrednie między doskonale uporządkowaną strukturą przepływu laminarnego i całkowicie chaotycznym ruchem turbulentnym.



Rys. 23. Mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w strudze kołowej wg Laufera [19]



Rys. 24. Mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w strudze kołowej wg Crow i Champagne'a [15]

Przedstawiony w pracy mechanizm przejścia laminarno-turbulentnego w swobodnej strudze osiowo-symetrycznej odegrać może istotną rolę w wyjaśnieniu istniejących w tej materii rozbieżności interpretacyjnych. W literaturze przedmiotu proces ten interpretowany jest dwojako:

- według Laufera [19] (rys. 23) struga osiowo-symetryczna przechodzi w przepływ turbulentny w rezultacie utraty stabilności warstwy spływowej,

— według Crow i Champagne [15] struga kołowa przechodzi w przepływ turbulentny przy niskich wartościach Re_d przez sinusoidalne oscylacje (rys. 24a i b), a następnie przy wzroście Re_d rozpada się ona w tzw. struktury kłębkowe (puff structures) najpierw asymetrycznie (rys. 24c) później zaś symetryczne (rys. 24d).

Rezultaty niniejszej pracy wskazują natomiast, iż wszystkie opisane powyżej formy ruchu zorganizowanego są wynikiem procesów utraty stabilności i występują w strudze osiowo-symetrycznej jednocześnie. Specyficzna geometria tego przepływu sprawia bowiem, iż obraz przejścia laminarno-turbulentnego jest znacznie bardziej złożony niż w innych przepływach swobodnych obejmując trzy różne formy struktur koherentnych.

Literatura

1. L. S. G. KOVASZNY, *Measurement in Intermittent and Periodic Flow*. Proc. of the Dynamic Flow Conf., Marseille, 1978.
2. CORRINO E. R., BRODKEY R. S., *A visual investigation of the wall region in turbulent flow*. J. F. M. vol. 37, 1969.
3. HIRATA M., TANAKA H., KAWAMURA H., KASAGI N., *Heat Transfer in Turbulent Flows*. The VII Int. Heat Transfer Conf. Mundren 1982.
4. BROWN, ROSKO A., *Journal of Fluid Mechanics*, vol. 64, 1974.
5. LUMLEY J. L., *Coherent Structures in Turbulence*. Transition and Turbulence, Academic Press 1981.
6. FIEDLER H. E., *On turbulence structure and Mixing Mechanism in Free Turbulent Shear Flows*. A Project Squid Workshop — Turbulent Mixing in Nonreactive and Reactive Flows, Plenum Press, 1975.
7. SCHLICHTING H., *Grenzschicht Theorie*, wyd. przetł. na jęz. rosyjski, Moskwa 1974.
8. MICHALKE A., *On the Inviscid Instability of the Hyperbolic Tangent Profile*. J. F. M. vol. 19, 1964.
9. LANDAU L., LIFSZYC E., *Mechanika ośrodków ciągłych*. PWN, 1958.
10. HUSSAIN A. K., CLARK A. R., *On the coherent structure of the axisymmetric mixing layer*. A Flow Visualization Study J. F. M.
11. BATCHELOR G., GILL A. E., *Analysis of the Stability of Axisymmetric jets*, J. F. M. vol. 14, 1962.
12. HUSSAIN A. K., ZAMAN K. B., *Vortex pairing in a circular jet under controlled excitation*. J. F. M. vol. 101, 1980.
13. JANIK M. — Praca doktorska, Politechnika Częstochowska, 1983.
14. ГИНЕВСКИ А., ВЛАСОВ Е., *Акустическое воздействие на аэродинамические характеристики воздушной струи*. Изв. А. Н. СССР Механика жидкости и газа. Нр. 4, 1967.
15. CROW S. C., CHAMPAGNE F. H., *Orderly Structures in Jet Turbulence*, J. F. M., vol. 48, 1971.
16. BRADSHAW P., *The effect of initial conditions on the development of a free shear layer*, J. F. M., 1966, v. 26.
17. BROWAND F. K., *A note on spanwise structure in the two-dimensional mixing layer*, J. F. M., 1980, v. 917.
18. CANTWELL, *Organized motion in turbulent flow*, Ann. Rev. Fluid Mech., 1981, v. 13.
19. LAUFER J., *Instability and turbulences in jets*, Transition and Turbulences, 1981, Academic Press.
20. ELSNER J. W., *Turbulencja przepływów* (monografia złożona do druku w PWN).

Резюме

КОГЕРЕНТНЫЕ СТРУКТУРЫ ОСЕСИММЕТРИЧНОЙ СТРУГИ

Предметом работы является анализ процесса возникновения когерентных структур в свободной осесимметричной струе. Из полученных результатов видно, что процесс ламинарно-турбулентного перехода в рассматриваемом течении приводит к появлению трех различных форм организованного движения.

Когерентные структуры, являясь результатом потери стабильности свободного слоя со сдвигом, характеризуются числом Струохаля $St_\theta = 0,011$, в то время как колонная неустойчивость приводит к появлению как симметричных структур так и асимметричных с более низкими числами.

S u m m a r y

COHERENT STRUCTURES OF AXISYMMETRIC FREE JET

The paper presents an analysis of coherent structures existing in the initial region of the axisymmetric free jet. The results of the experiment support the thesis, that the laminar — turbulent transition results in the existence of three different forms of organised vorticity. Coherent structures resulting either from the instability of free shear-layer or from the jet — column instability constitute a link between the perfectly organised laminar motion and the fully chaotic turbulent flow.

Praca wpłynęła do Redakcji dnia 12 kwietnia 1985 roku.
